

УДК 533.951.3:534-18

Н.Ф. КАШАПОВ, С.А. ФАДЕЕВ

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Исследуются условия и особенности возникновения первых двух продольных и первой тангенциальной мод акустических колебаний в электроразрядной камере тлеющего разряда. Построены вольт-амперные характеристики тлеющего разряда при воздействии продольных и тангенциальных акустических колебаний. Выявлена необходимость установки электродов определенным образом, чтобы середина разрядного промежутка совпадала с сечением трубки, где преобладают акустические колебания первой тангенциальной моды. Выявлены особенности влияния акустических колебаний на характеристики тлеющего разряда, показано, что акустические колебания позволяют повысить верхний порог энерговклада в диффузный тлеющий разряд.

**Ключевые слова:** акустические колебания, тлеющий разряд.

Получение диффузного тлеющего разряда при увеличении удельного энерговклада является одной из ключевых задач при создании мощных  $\text{CO}_2$ -лазеров. В начале 70-х годов прошлого века выяснилось, что разряду свойственны различные, губительные для лазеров, неустойчивости, они ставят почти непреодолимые препятствия попыткам заполнить плазмой большой объем при повышенном давлении, что как раз и требуется для получения больших лазерных мощностей. К числу известных способов борьбы с тепловой неустойчивостью в электроразрядных камерах газовых лазеров относятся: быстрая прокачка газа через разряд, секционирование катода, создание интенсивной мелкомасштабной турбулентности, применение несамостоятельного разряда и другие [1, 2]. В работе [3] был предложен новый метод по борьбе с неустойчивостями в газовом разряде азота при помощи акустических колебаний. Исследования разряда со звуком проводились при первой резонансной частоте продольных акустических колебаний.

Таким образом, эффект расконтрагирования газового разряда звуковой волной можно усилить, возбуждая акустические колебания с преобладающей поперечной компонентой скорости, тем самым увеличив интенсификацию теплообмена в радиальном направлении и, как следствие, повысив верхний порог энерговклада в разряд, при сохранении им диффузной формы, что приведет к увеличению мощности газового лазера. Этого можно достичь, возбуждая в электроразрядной камере поперечные акустические колебания.

В настоящей работе изложены условия получения двух первых гармоник продольных акустических колебаний и поперечных акустических колебаний первой тангенциальной моды. Построены вольт-амперные характеристики тлеющего разряда под воздействием различных мод акустических колебаний при пониженном давлении. Описаны особенности влияния акустических колебаний на характеристики тлеющего разряда.

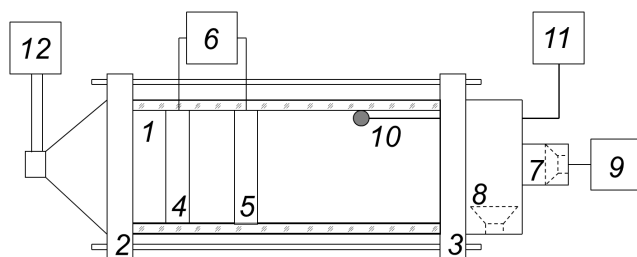


Рис. 1

Акустические свойства электроразрядной камеры [4] исследовались при атмосферном давлении, так как величины (скорость звука, геометрические параметры трубки), определяющие значения резонансных частот камеры, не зависят от давления [5]. Исследования проводились в электроразрядной камере, принципиальная схема которой представлена на рис. 1. Экспериментальная установка состояла из молибденовой трубки 1 с внутренним диаметром 9,5 см и длиной 21 см, закрытой с обоих концов торцами различных форм (конической 2 и со скачкообразным изменением поперечного сечения 3), электродов 4 и 5 кольцевидной формы с диаметром поперечного сечения 0,4 см и источника постоянного тока 6. Для создания звуковой волны использовались два электродинамических излучателя, первый 7 был герметично прикреплен к торцу 3, второй 8 размещался

к торцу 2. Звуковая волна создавалась с помощью динамиков 7 и 8. Выходные характеристики разряда (вольт-амперные характеристики, частотные характеристики) измерялись с помощью вольтметра 9 и амперметра 10. Датчик температуры 11 был установлен на торце 3, датчик давления 12 — на торце 2.

на цилиндрической стенке торца со скачкообразным изменением поперечного сечения 3. На электродинамические излучатели подавался синусоидальный электрический сигнал с генератора 9. Для контроля параметров звуковой волны использовался микрофон 10, который способен свободно перемещаться по всей внутренней поверхности трубки, сигнал с микрофона поступает на осциллограф 11. Пониженные давления создавались вакуумным насосом 12.

Расчет резонансных частот продольных колебаний проводился по формуле

$$\nu_n = nc / (2L + \Delta L), \quad (1)$$

где  $n$  – номер гармоники;  $c$  – скорость звука;  $L$  – длина трубы;  $\Delta L$  – концевая поправка для учета влияния торцов сложной формы [6].

Для расчета резонансной частоты поперечных колебаний первой тангенциальной моды использовалась формула

$$\nu_{mn} = \alpha_{mn} c / 2\pi r_0, \quad (2)$$

где  $\alpha_{mn}$  – корень уравнения  $J'_m(\alpha_{mn}) = 0$ ;  $m$  – порядок функции Бесселя;  $n$  – номер корня  $\alpha_{mn}$ ;  $r_0$  – радиус трубки [7]. Для первой тангенциальной моды акустических колебаний корень  $\alpha_{mn} = 1.841$ .

Результаты расчетов и экспериментальных исследований резонансных частот электроразрядной камеры представлены в таблице. Собственные частоты продольных колебаний определяли, используя электродинамический излучатель, ориентированный в продольном направлении. В ходе эксперимента выяснилось, что при использовании электродинамического излучателя, направленного перпендикулярно оси акустического резонатора, резонанс первой тангенциальной моды наиболее ярко выражен.

**Расчетные и экспериментальные значения собственных частот акустических колебаний электроразрядной камеры**

Моды акустических колебаний	Расчетные значения резонансных частот $\nu_1, \nu_2, \nu_{mn}$ , Гц	Экспериментальные значения резонансных частот $\nu_1, \nu_2, \nu_{mn}$ , Гц
Первая продольная	647	623
Вторая продольная	1247	1053
Первая тангенциальная	2121	2193

Из таблицы видно, что расхождение теории и эксперимента, при точном резонансе, не превышает 4 и 16 % для продольных акустических колебаний первой и второй гармоник соответственно. Для поперечных акустических колебаний ошибка составляет не более 4 %.

Резонанс акустических колебаний первой тангенциальной моды ярко выражен на частоте 2193 Гц, на расстоянии 4 см от торца 2 (рис. 1). В узле стоячей волны тангенциальных акустических колебаний первой моды, в промежутке от 2.5 до 4 см амплитуда акустических колебаний убывает до некоторого минимального значения, в то время как в промежутке от 4 до 10 см амплитуда колебаний начинает монотонно возрастать. При этом первая тангенциальная мода акустических колебаний остается ярко выраженной на всем участке от 2.5 до 10 см. В пучности стоячей волны тангенциальных колебаний в этих промежутках амплитуда меняется незначительно.

Это связано с тем, что в камере возникают смешанные колебания, имеющие поперечную и продольную составляющие колебательной скорости. При этом акустические колебания первой тангенциальной моды наиболее ярко выражены в узле стоячей волны продольных колебаний, который находится на расстоянии 4 см от торца конической формы.

На рис. 2 изображены эпюры стоячей волны первой тангенциальной моды акустических колебаний в сечениях молибденовой трубки, находящихся на расстоянии 4 и 10 см от торца 2 (рис. 1),

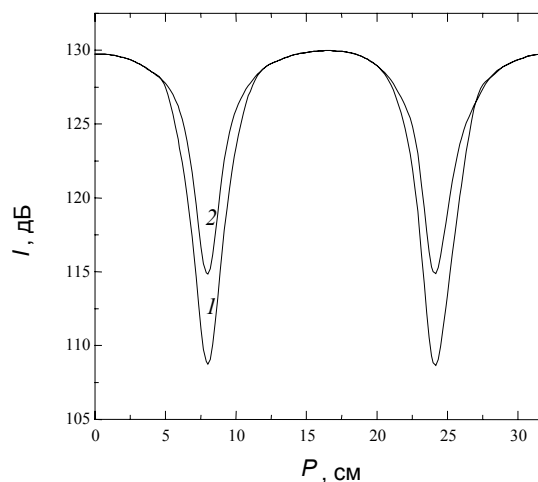


Рис. 2

кривые 1 и 2 соответственно. По оси абсцисс отложен периметр трубы, по оси ординат интенсивность звука. Можно сказать, что в промежутке от 2.5 до 10 см преобладают тангенциальные акустические колебания первой моды. В связи с этим было решено установить электроды так, чтобы середина разрядного промежутка совпадала с сечением в трубке, на котором тангенциальные акустические колебания первой моды наиболее ярко выражены. Это соответствует электродам, установленным на расстояниях 2.8 и 5.2 см от торца 2, как показано на рис. 1. Так как толщина электродов 0.4 см, расстояние между краями электродов составляет 2 см.

В качестве источника питания использовался трехфазный автотрансформатор с трехфазным двуполупериодным выпрямителем. После выпрямления напряжение на электродах имело переменную составляющую, что вызвало модуляцию тока и, как следствие, звуковые колебания [8] на частоте равной 154 Гц. Их влияние не учитывалось, так как данная частота не лежит вблизи резонансных частот электроразрядной камеры.

Так как наибольшая амплитуда продольных акустических колебаний проявляется на первой гармонике, решено исследовать влияние только первого поперечного акустического резонанса на вольт-амперную характеристику тлеющего разряда. Рассмотрим результаты измерений вольт-амперных характеристик тлеющего разряда в воздухе при давлении 5 Торр со звуком интенсивностью 95 дБ (пунктирная кривая) и без звука (сплошная кривая) (рис. 3).

Вольт-амперные характеристики разряда в воздухе при давлении 5 Торр под воздействием акустических колебаний первой тангенциальной моды интенсивностью 91 дБ (пунктирная кривая) и без воздействия звука (сплошная кривая) представлены на рис. 4.

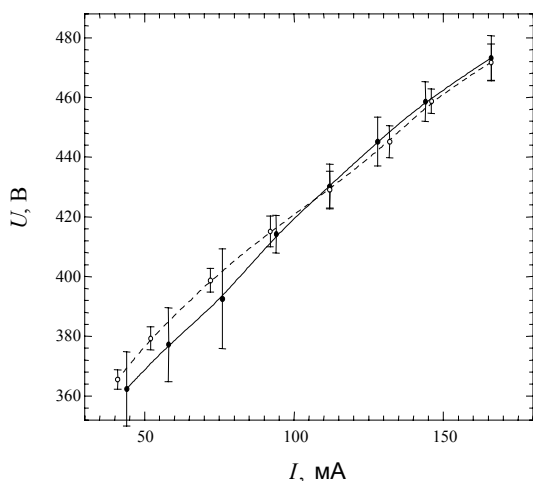


Рис. 3

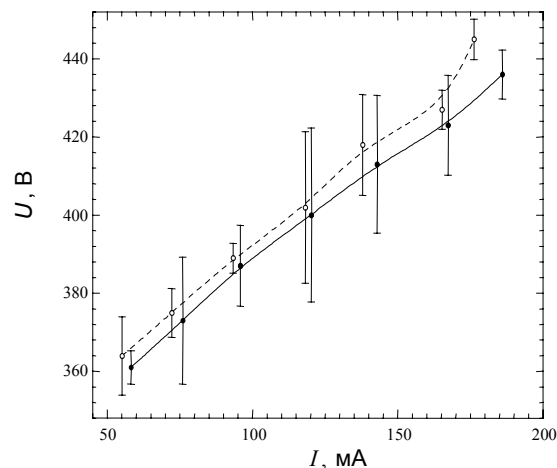


Рис. 4

Из рис. 3 и 4 видно, что наличие акустических колебаний различных мод приводит к росту разрядного напряжения, т.е. к повышению мощности, вкладываемой в разряд. В случае с продольными акустическими колебаниями это происходит при величинах тока менее 100 мА. Для акустических колебаний первой тангенциальной моды повышение мощности, вкладываемой в разряд, происходит при меньшей интенсивности звука. Ошибка измерений падения напряжения на разрядном промежутке не превышает 7 %.

Под влиянием акустических колебаний происходят изменения параметров вольт-амперной характеристики разряда. Результаты наших исследований коррелируют с проведенным в работе [9] теоретическим анализом процессов, вызвавших расконтрагирование газового разряда звуковой волной. В работе отмечается, что в температурно-неоднородной среде стоячая звуковая волна приобретает профиль, связанный с профилем температурного градиента по радиусу трубы, поскольку разрядный ток течет вдоль трубы. Из-за искривления фазовых плоскостей колебательная скорость в продольной акустической моде приобретает поперечную компоненту. В разрядной трубке, кроме того, неоднородность акустического поля образуется, во-первых, из-за пограничного слоя около стенок, где скорость движения среды уменьшается от значения в звуковой волне на оси положительного столба до нуля на стенке, и, во-вторых, вследствие наличия сильного температурного градиента вдоль радиуса трубы.

Незначительное влияние звуковых волн на падение напряжения на разрядном промежутке, скорее всего, связано с небольшим давлением, при котором проводился эксперимент, что подтверждают выводы, сделанные в работе [10], где говорится о незначительном эффекте влияния звуковых волн на плазму тлеющего разряда при давлении  $p \leq 10$  Торр.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- 1) Показана возможность и особенности возбуждения акустических колебаний первой тангенциальной моды в электроразрядной камере, заключающиеся в определенном расположении электродов так, чтобы середина разрядного промежутка совпадала с сечением в трубке, на котором тангенциальные акустические колебания первой моды наиболее ярко выражены. Это сделано с целью обеспечить максимальное влияние акустических колебаний на разряд.
- 2) Акустические колебания, как продольные, так и тангенциальные, способствуют росту разрядного напряжения и, как следствие, повышению мощности, вкладываемой в разряд.
- 3) При малых давлениях  $p \leq 10$  Торр эффект влияния звуковых волн на параметры тлеющего разряда незначителен.
- 4) Данные исследования могут быть использованы при разработке мощных  $\text{CO}_2$ -лазеров при давлении  $p > 10$  Торр.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
2. Кашапов Н. Ф., Ибрафиров З. Х. // Инженерно-физический журнал. – 1991. – Т. 60. – № 3. – С. 458–461.
3. Галечан Г. А. // УФН. – 1995. – Т. 165. – № 12. – С. 1357–1379.
4. Фадеев С. А. // Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий: сб. статей IV республиканской науч.-технич. конф. – Казань: Изд-во КГТУ, 2013. – С. 150–154.
5. Ландау Л. Д. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
6. Скучик Е. Основы акустики. – М.: Мир, 1976. – Т. 1. – 520 с.
7. Натанзон М. С. Неустойчивость горения. – М.: Машиностроение, 1986. – 248 с.
8. Арамян А. Р., Галечан Г. А. // ЖТФ. – 1997. – Т. 67. – № 8. – С. 53–56.
9. Hagsagortsyan K. Z. and Galechyan G. A. // Laser Phys. – 1994. – V. 4. – No. 3. – P. 502–506.
10. Антипьев М. А., Галечан Г. А., Тавакалян Л. Б. // Теплофизика высоких температур. – 1991. – Т. 29. – С. 1085–1089.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия  
E-mail: fadeev.sergei@mail.ru

Поступила в редакцию 30.12.13.